



TITLE:

2成分膜の膜上相分離と膜変形のダイナミクス(ポスターセッション詳細,基研研究会『膜の物理学』)

AUTHOR(S):

谷口, 貴志

CITATION:

谷口, 貴志. 2成分膜の膜上相分離と膜変形のダイナミクス(ポスターセッション詳細,基研研究会『膜の物理学』). 物性研究 1997, 68(3): 332-334

ISSUE DATE:

1997-06-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/96054>

RIGHT:

2 成分膜の膜上相分離と膜変形のダイナミクス

京大・理学部 谷口貴志

【諸言】

赤血球に代表される脂質二重膜は、ある温度領域においては構成分子が膜上を自由に拡散する流体膜 (Fluid Membrane) である。この流体膜、特に、その閉曲面体であるベシクル (Vesicle) が呈する多様な形態は一見複雑な機構で決定されているように思えるが、膜を一様な性質を持った弾性面であるとした曲げ弾性モデル (Bending Elastic Model) によってかなり説明できることが70年代以降の研究によって明らかになってきた。(例えば、このモデルは赤血球の biconcave shape (中央のへこんだ円盤状の形) や膜外部の溶液の浸透圧や温度による変形を説明する。)

しかし近年、膜の内部自由度が膜変形に及ぼす影響に興味が注がれてきている。というのは、膜を一様な性質を持った弾性面であると仮定した従来の曲げ弾性モデルでは膜内の局所構造が反映される形態変形の現象 (例えば赤血球に見られる echinocytosis のような変形など) を説明できなかったためである。また、2成分人工膜の実験では膜上相分離が起こることが確かめられており、相分離後のドメインがまわりとは違った曲率を好むといった現象が観測されている。このような現象は膜の Budding (芽状突起変形) や膜内の異質物を排出する現象と密接な関係があると考えられており、膜を一様な弾性板とした Bending Elastic Model では説明できない。現実の生体膜は多成分の脂質や膜タンパクなどから成るなど非常に複雑な構造をしているため、ここでは上に述べた現象を起こし得る最も簡単で且つ実験可能な系として二成分両親媒性分子から成る流体膜を考え、この二成分膜の相分離とそれによって引き起こされる膜変形のダイナミクスについて考える [1]。

【Model】

二成分膜の平衡状態は次の3つの項からなる自由エネルギー $F=F_1+F_2+F_3$ [1] によって支配される。 F_1 は以下の式で表される。

$$F_1 = \frac{\kappa}{2} \int (H - H_{sp})^2 \sqrt{g} d^2u + PV \quad (1)$$

ここで、右辺第一項は曲げ弾性エネルギーを表し、 κ は曲げ弾性定数、 H はパラメータ $u=(u^1, u^2)$ で指定される膜上の一点 $r(u, t)$ での平均曲率、 H_{sp} は自発曲率、 P はベシクル内外の浸透圧差、 V はベシクルの体積、 $\sqrt{g} d^2u$ は面積要素を表す。 $F_2\{\phi\}$ は膜上相分離を記述する Ginzburg-Landau 型の自由エネルギーである。

$$F_2 = \int \left\{ \frac{1}{2} \xi^2 g^{\alpha\beta} \phi_{,\alpha} \phi_{,\beta} + f(\phi) \right\} \sqrt{g} d^2u \quad (2)$$

ここで、秩序変数 ϕ は二種類の膜構成分子の局所濃度差を表し、 ξ は相関距離、 $f \equiv -\phi^2/2 + \phi^2/4$ 、 $X(u)_{,\alpha} \equiv \partial X(u)/\partial u^\alpha$ 、 $g^{\alpha\beta}$ は計量テンソルの反変成分である。 F_3 は二重膜の内側膜と外側膜の局所非対称性を記述する膜の局所曲率と局所組成とのカップリングエネルギーで結合定数 Λ を用いて次のように書かれる。

$$F_3 = \Lambda \int \phi H \sqrt{g} d^2u. \quad (3)$$

次にダイナミクスについて考える [2]。膜上相分離ダイナミクスを記述する方程式は曲面 (膜) 上での ϕ の連続の方程式より導かれ、次の曲面上での Time Dependent Ginzburg Landau 方程式となる。

$$\frac{\partial \phi(u, t)}{\partial t} = L_\phi \Delta_{LB} \left[-\xi^2 \Delta_{LB} \phi + f'(\phi) + \Lambda H \right] + \eta^\phi(u, t) \quad (4)$$

また膜の運動を記述する方程式として次のポテンシャル緩和型の方程式

$$\frac{\partial \mathbf{r}(u, t)}{\partial t} = -L_r \frac{\delta F}{\delta \mathbf{r}(u)} + \frac{\delta}{\delta \mathbf{r}(u)} \int \gamma(u, t) \sqrt{g} d^2 u + \boldsymbol{\eta}^r(u, t) \quad (5)$$

を用いる。ここで、 $\mathbf{r}(u, t)$ はパラメータ $u=(u^1, u^2)$ で指定される膜上の一点を表し、 L_ϕ 、 L_r は運動係数で、 η^ϕ と η^r は揺動散逸定理を満たす熱揺動を表す。記号 Δ_{LB} は曲面上でのラプラシアンを表す Laplace-Beltrami 演算子である。 $\delta X / \delta \mathbf{r}(u)$ は変分 $\mathbf{r}(u) \mapsto \mathbf{r}(u) + \delta \mathbf{r}(u)$ に対するある汎関数 $X\{\mathbf{r}(u)\}$ の汎関数微分を表す。膜面上で秩序変数 ϕ [膜の局所組成] の場が定義されている系のダイナミクスを取り扱う場合には、膜の局所的な伸縮を考慮しなくてはならない。流体膜は疎水基を持った両親媒性分子から成るため、膜面積の伸縮に対し非常に速い応答を示し、面積揺らぎの特徴的緩和時間より長い時間スケールで現象を捉えるなら膜が局所的に非圧縮であると見なせる。この膜面積の局所非圧縮性を取り入れるために、局所非圧縮性を取り入れるために局所的なラグランジェ未定定数 $\gamma(u, t)$ を膜の運動方程式に導入した。この $\gamma(u, t)$ に対する方程式は $\partial \sqrt{g} / \partial t = g^{\alpha\beta} (\partial \mathbf{r} / \partial t)_\alpha \sqrt{g} = 0$ によって導かれる。

$$\begin{aligned} \bar{\gamma}|_\alpha^\alpha &= H^2 \bar{\gamma} + \xi^2 \left[b^{\alpha\beta} H \phi_{,\alpha} \phi_{,\beta} - (\phi_{,\alpha} \phi_{,\beta})|_{\alpha\beta} \right] \\ &+ \frac{\kappa}{2} \left[H(H - \bar{H}_{sp})(H^2 + H\bar{H}_{sp} - 4K) + 2HH|_\alpha^\alpha \right] \\ &+ \Lambda \left[H\phi|_\alpha^\alpha + (H\phi_{,\alpha})|_\alpha - 2KH(\phi - \langle \phi \rangle) \right] - PH = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 $b^{\alpha\beta}$ は曲率テンソル、 K はガウス曲率、 $\bar{\gamma} \equiv \gamma + [\xi^2 (\nabla \phi)^2 / 2 + f(\phi)] + \kappa (H_{sp}^2 - \bar{H}_{sp}^2) / 2$ 、 $\bar{H}_{sp} \equiv H_{sp} - \frac{\Lambda}{\kappa} \langle \phi \rangle$ 、記号 $|_\alpha$ は $X^\beta|_\alpha \equiv X^\beta_{,\alpha} + \Gamma_{\alpha\gamma}^\beta X^\gamma$ で定義される共変微分 ($\Gamma_{\alpha\beta}^\gamma$ は Christoffel 記号) を表す後置演算子、 $X|_{\alpha\beta}$ は $X|_\alpha|_\beta$ の省略記法で $|_\alpha^\alpha$ は Δ_{LB} と等価な後置演算子である。以上の3つの方程式 (4) - (6) が膜上相分離と膜変形を記述する運動方程式である。以下でこの方程式を数値的に解いた結果について述べる。

【結果】

上述の運動方程式を使ったシミュレーションでの critical quench と off critical quench の場合の結果について報告する。相分離後のベシクルの形態の観点では、図1で見られるように off critical quench ($\langle \phi \rangle = 0.3$) の場合には赤血球の echinocyte に非常に似た形が現れることが分った。相分離ダイナミクスの観点では、図2から分かるようにこの系の相分離ダイナミクスは合金系や二成分流体系のような従来の平坦な空間 [Euclidean space] で起こる相分離現象とは著しく異なり、相分離自身によって引き起こされる膜の変形によって相分離後の各相のドメインの成長が著しく遅くなることがわかった。この相分離

によって形成される膜上パターンの Coarsening の Slowing down は「膜が曲がることによって秩序変数の間に長距離の相互作用が生じ、それがドメイン構造を安定化させ、ドメインの成長を駆動している界面エネルギーとの競合によって成長の Slowing down が起こる」という理由によるものである。2成分膜の実験では「相分離のダイナミクス」といった観点での研究はほとんどなく、このような Coarsening の Slowing down は確認されていない。そのような観点での実験が待たれる。

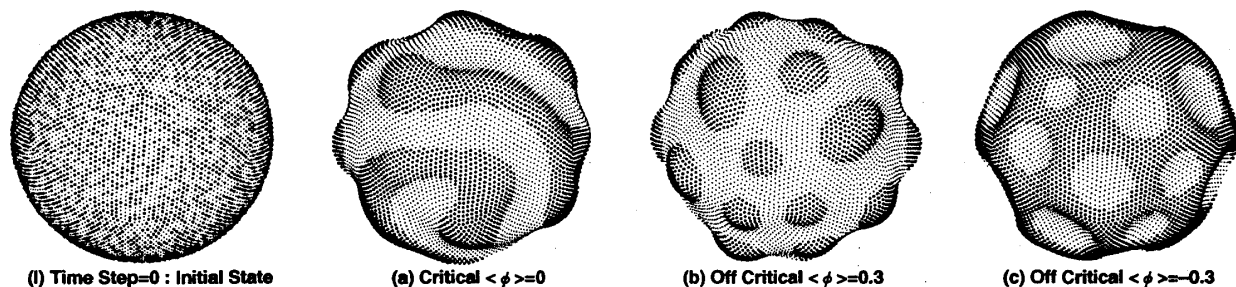


図 1: 時刻 $t=300$ でのベシクルの形 (I) 初期状態 (a) a critical quench $\langle\phi\rangle=0$, (b) off critical quench $\langle\phi\rangle=0.3$, (c) off critical quench $\langle\phi\rangle=-0.3$ ここで $\langle\phi\rangle$ は ϕ の空間平均。膜上の黒い点は $\phi < \langle\phi\rangle$ の格子点を表す。

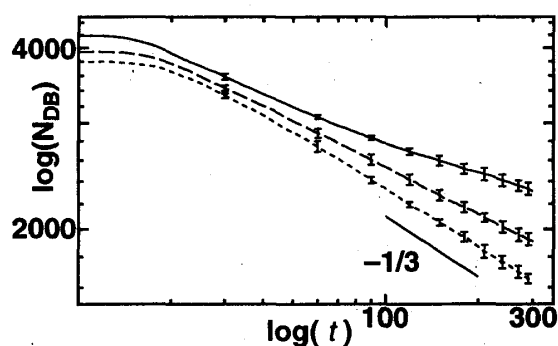


図 2: Critical quench ($\langle\phi\rangle=0$) 後に生ずる二相境界 (domain boundary) の長さの時間発展の Log-log plots. N_{DB} は正確には二相境界に接している格子点の数。図中のグラフは次の3つの場合 (i) $\Lambda=0.8$ (solid line), (ii) $\Lambda=0.5$ (dashed line), (iii) $L_r=0$ & $\Lambda=0$ (dotted line), でガイドラインは $N_{DB} \sim t^{-1/3}$ を表す。(iii) は変形しない球面上でのスピノーダル分解である。

参考文献

- [1] 2成分膜の平衡状態に関しては T. Taniguchi, K. Kawasaki, D. Andelman and T. Kawakatsu, J. Phys. II (France) 4, 1333 (1994). を参照。
- [2] T. Taniguchi, Phys. Rev. Lett., 76, 4444 (1996).